

*Письма в ЖЭТФ, том 15, вып.3, стр. 142 – 146      5 февраля 1972 г.*

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНЫХ ОНДУЛЯТОРАХ**

*А. И. Алиханян, С. К. Есин, К. А. Испирян, С. А. Канканян,  
Н. А. Корхмазян, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян*

Излучение быстрых электронов, проходящих через периодическое электрическое или магнитное поля (ондулятор) было рассмотрено в теоретических работах [ 1 – 3]. Экспериментально излучение электронов в магнитных ондуляторах исследовано только в миллиметровой и оптической областях частот (см. [ 3]). В настоящей работе приведены предварительные результаты экспериментального исследования излучения электронов с энергиями 3,6 Гэв в магнитном ондуляторе в рентгеновской области частот ( $\hbar\omega = 10 \div 125$  кэв).

В теоретических работах [ 4, 5] исследовано излучение ультрарелятивистских электронов в магнитных ондуляторах в рентгеновской области частот. Было показано, что в случае синусоидального распреде-

ления поля в ондуляторе излучения быстрых электронов состоит из различных "гармоник", каждая из которых имеет частотный интервал

$$\omega_{1m} = \frac{m\Omega}{2} \leq \omega \leq 2m\Omega\gamma^2 - \omega_{1m} \quad (1)$$

где  $m$  – номер гармоники,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\Omega = 2\pi c / \ell$ . ( $\ell$  – период магнитного поля).

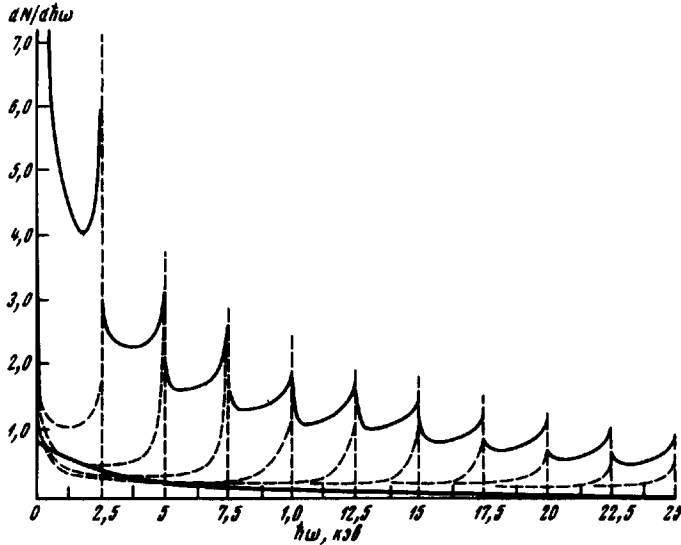


Рис. 1. Спектральное распределение ондуляторного и синхротронного излучений: — суммарный спектр ондуляторного излучения, - - - гармоники, — спектр синхротронного излучения

Число излученных квантов в интервале частот  $d\omega$  на единицу пути дается выражением ( $\beta \rightarrow 1$ )

$$\frac{dN_m}{d\omega} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{2\pi c} \int_0^{2\pi} \left( \frac{\sigma_m^2}{\sin^2 \theta_m \cos^2 \phi} - \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} \right) I_m^2(a_m) d\phi, \quad (2)$$

где приняты следующие обозначения:

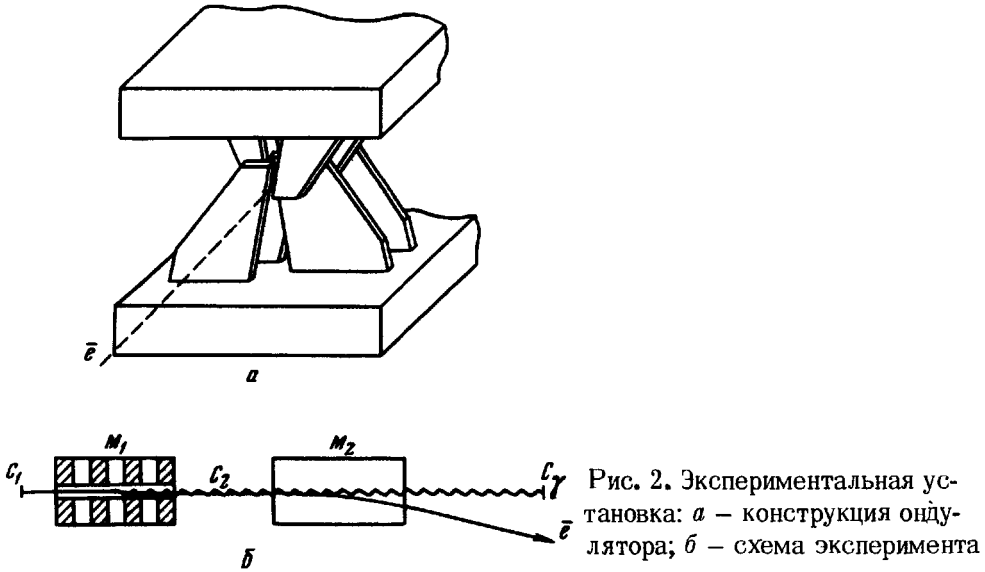
$$\sigma_m = \frac{m\Omega}{\beta\omega}, \quad \cos \theta_m = \frac{1}{\beta} - \sigma_m, \quad a_m = \frac{\omega e H_0}{\gamma \Omega^2 M c} \sin \theta_m \cos \phi,$$

$$\omega^2 \sin^2 \theta_m = \frac{1}{\gamma^2} (\omega - \omega_{1m})(\omega_{2m} - \omega),$$

$I_m$  – функция Бесселя,  $H_0$  – амплитуда магнитного поля,  $M$  – масса пролетающей частицы.

Формула (2) применима при выполнении следующих условий:

$$\left(\frac{M}{M_e}\right)^2 \gamma^2 \gg 10^{-8} H_0^2 \ell^2, \quad \frac{2}{3} \left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 H_0^2 L \gamma \ll Mc^2, \quad (3)$$



где  $M_e$  — масса электрона,  $L$  — длина ондулятора.

Согласно теории, полная энергия излучения, как и в случае синхротронного излучения, пропорциональна квадрату энергии пролетающей частицы, в то время, как полное число излученных квантов не зависит от энергии частицы. С увеличением энергии частицы спектр смещается в сторону коротких длин волн. Если регистрировать излучение в определенном интервале частот, тогда число фотонов, а также энергия, уносимая фотонами, должна зависеть от  $\gamma$  первичной частицы, что позволит измерять энергию быстрых частиц.

Спектральные распределения отдельных гармоник, а также суммарного излучения электронов с энергией  $E = 5 \text{ Гэв}$ , пролетающих через ондулятор с амплитудой магнитного поля  $H_0 = 10^4 \text{ э}$ , периодом  $\ell = 10 \text{ см}$  и длиной  $L = 100 \text{ см}$  приведены на рис. 1. При этом в среднем в каждой гармонике содержится около трех квантов. На том же рисунке для сопоставления приводится спектральное распределение синхротронного излучения электронов с той же энергией, пролетающей через однородное поле с  $H_0 = 10^4 \text{ э}$  и  $L = 100 \text{ см}$ . Как видно из рисунка, в рассматриваемой области частот интенсивность ондуляторного излучения превышает интенсивность синхротронного излучения и, как показывают оценки, число квантов в интервале частот  $\hbar\omega \approx 1,5 \div 30 \text{ кэв}$  в первом случае в  $\sim 10$  раз больше. При этом ондуляторное излучение обладает рядом преимуществ по сравнению с синхротронным излучением: а) очевидно, что в случае ондулятора в одну и ту же точку

наблюдения будут приходить кванты с больших участков траектории частицы, чем в случае однородного магнитного поля, поскольку во втором случае траектория частицы круговая; б) число фотонов ондуляторного излучения растет пропорционально квадрату напряженности магнитного поля, а синхротронного — прямо пропорционально; в) поскольку основная частота каждой гармоники равна  $2\pi c \gamma^2 / \ell$ , то выбором соответствующего значения  $\ell$  можно варьировать в довольно широких пределах область частот, где излучение максимально.

Из вышеизложенного следует, что ондуляторное излучение можно использовать для разделения электронов от тяжелых частиц, для получения интенсивных пучков рентгеновских квантов, а если пропускать электроны через тонкие ферромагнитные пленки или лазерные поля — также в качестве источника более жестких  $\gamma$ -квантов с линейчатым спектром.

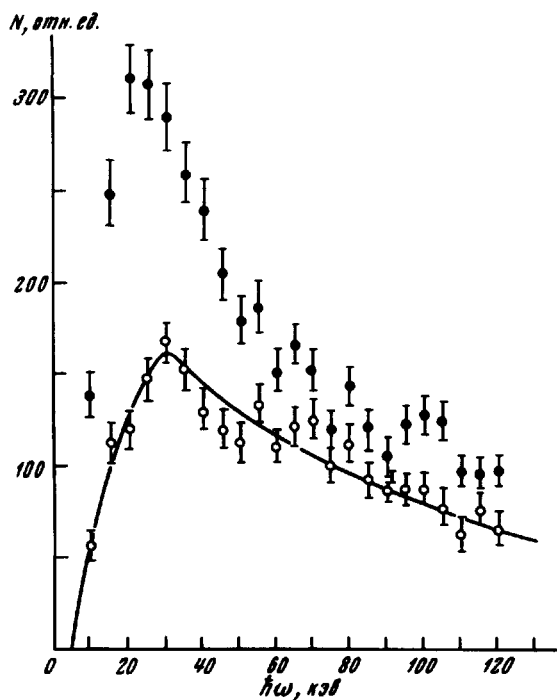


Рис. 3. Спектральное распределение регистрируемого излучения при наличии (○) и в отсутствии (●) магнитного поля в ондуляторе

В настоящем эксперименте в качестве ондулятора использовалась система полюсов, установленных в зазоре магнита типа СИ-57 вдоль направления пучка таким образом, что поля их были перпендикулярны оси пучка и вдоль нее периодически изменяли свое направление. Для иллюстрации на рис. 2, а приведено расположение одного периода. Всего использовалось восемь периодов с  $\ell = 8$  см. Распределение поля в горизонтальной плоскости имеет почти синусоидальную форму с  $H_0 = 5200$  э. Для компенсации постоянной вертикальной составляющей магнитного поля полюсам ондулятора придана соответствующая форма.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2, б. Электроны с энергией 3,6 Гэв регистрировались сцинтилляционными счетчиками  $C_1$  и  $C_2$ , расположенными до и после ондулятора  $M_1$ , а затем отклонялись магнитом  $M_2$ . Излучение электронов регистрировалось кристаллическим сцинтиллятором NaJ(Tl). Спектр излучения исследовался посредством 512-канального амплитудного анализатора; энергетическая калибровка производилась изотопом  $Sn^{119m}$ . Для определения вклада фонового излучения измерения производились попеременно с включенным и выключенным магнитным полем ондулятора.

На рис. 3 приведены спектры излучения, измеренные при наличии и в отсутствие магнитного поля в ондуляторе. Очевидно, что разностный спектр будет представлять собой исследуемое ондуляторное излучение. Фонový вклад, в основном обусловленный тормозным излучением электронов в воздухе и в сцинтилляторах  $C_1$  и  $C_2$ , по форме совпадает со спектром Бете – Гайтлера с учетом поглощения. Как видно из рис. 3, в области спектра  $\sim 10 \div 50$  кэв суммарное излучение значительно превышает фоновое излучение. Измерения, проведенные при  $E = 2,5$  Гэв, показали, что суммарное и фоновое излучения в пределах статистических ошибок совпадают, что не противоречит теоретическим оценкам.

Таким образом, как следует из результатов эксперимента, обнаружено ондуляторное излучение в рентгеновской области частот.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Г.М.Гарибяну, А.Ц.Аматуни и Ю.Ф.Орлову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию  
22 декабря 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] В.Л.Гинзбург. Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165, 1947.
- [ 2 ] Н. Motz. J. Appl. Phys., 22, 5, 527, 1951.
- [ 3 ] Миллиметровые и субмиллиметровые волны, М., ИИЛ, 1959.
- [ 4 ] Н.А.Корхмазян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 5, 287, 1970; 5, 418, 1970.
- [ 5 ] Н.А. Корхмазян, С.С.Элбакян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 6, 7, 1971.